

Ćwiczenie J13

Badanie strumienia neutronów

Pracownia fizyki jądrowej, Wydział Fizyki UW

1 Przebieg ćwiczenia

1.1 Wstęp

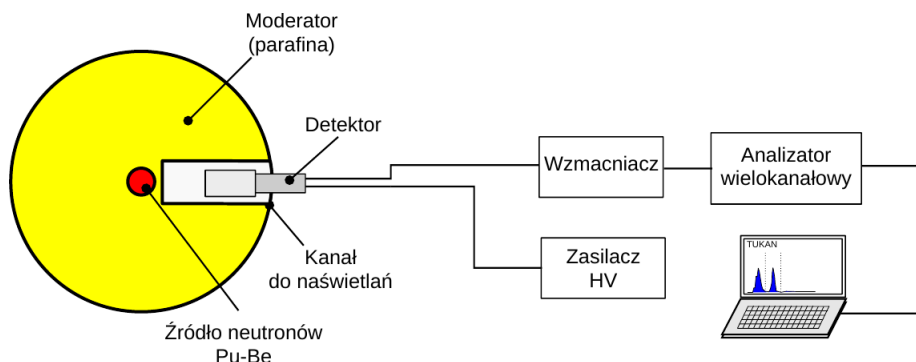
Celem ćwiczenia jest wyznaczenie strumienia neutronów w funkcji odległości od źródła. Pomiary wykonuje się za pomocą detektorów scyntylacyjnych: LiI(Eu), czułego na neutrony termiczne, oraz NaI(Tl), służącego do pomiaru promieniowania γ .

1.2 Zagadnienia do przygotowania

1. W jaki sposób otrzymujemy neutrony w źródle typu Pu-Be?
2. Spowalnianie neutronów. Co to są neutrony termiczne?
3. Jak kwanty γ oddziałują z materią? Co to jest efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, tworzenie par? Przy jakich energiach kwantów γ dominuje który rodzaj oddziaływania?
4. Oddziaływanie neutronów z materią i ich detekcja.
5. Jakiego typu detektory są używane w ćwiczeniu? Jaki rodzaj promieniowania i o jakich energiach możemy nimi mierzyć? Zasada działania scyntylatora i fotopowielacza.
6. Co to jest energetyczna zdolność rozdzielcza, wydajność detektora, kalibracja energetyczna?
7. Jak odczytywać schematy rozpadu izotopów promieniotwórczych?
8. Statystyka pomiarów przy rejestracji promieniowania jądrowego. Niepewności statystyczne i systematyczne.
9. Biologiczne skutki promieniowania jądrowego i dozymetria.

1.3 Wykonanie ćwiczenia

1. Zapoznanie się ze stanowiskiem pomiarowym: źródłem neutronów, źródłami kalibracyjnymi, detektorami, zasilaczami, analizatorem i programem komputerowym (rysunek 1).
2. Optymalizacja warunków pracy układu z detektorem LiI (napięcie zasilania, wzmacnienie) i badanie zdolności rozdzielczej.
3. Kalibracja energetyczna układu (LiI) przy wykorzystaniu standardowych źródeł kalibracyjnych.
4. Pomiar detektorem LiI w pobliżu źródła neutronów: bez osłony, z osłoną ołowianą oraz z osłoną z lekkiego materiału.
5. Kalibracja energetyczna układu (NaI) przy wykorzystaniu standardowych źródeł kalibracyjnych.
6. Pomiar detektorem NaI w pobliżu źródła neutronów: bez osłony, z osłoną ołowianą oraz z osłoną z lekkiego materiału.
7. Pomiar detektorem LiI strumienia neutronów w funkcji odległości od źródła dla co najmniej 6 położzeń.



Rysunek 1: Schemat układu pomiarowego dla detektorów scyntylacyjnych.

1.4 Analiza danych i raport

Kroki analizy danych

1. Kalibracja energetyczna detektorów (NaI, LiI) z wykorzystaniem źródeł γ .
2. Analiza niepewności statystycznej i systematycznej kalibracji.
3. Jakościowa analiza widma LiI i rozpoznanie struktur na podstawie pomiarów z różnymi osłonami oraz pomiarów z detektorem NaI.
4. Wyznaczenie strumienia neutronów dla co najmniej 6 położeń detektora LiI.
5. Porównanie osiągniętego wyniku ze spodziewanymi wynikami i dyskusja.

Raport z pracowni, jak każdy utwór, powinien być napisany językiem poprawnym pod względem ortografii, interpunkcji i gramatyki. Powinien układać się w logiczną całość i być napisany tak, aby osoba, która wcześniej nie wykonywała ćwiczenia, potrafiła zrozumieć sens i cel zadania.

Oznacza to, że raport musi zawierać wstęp, w którym pokrótce zostanie wprowadzona tematyka zadania oraz przedstawione zostaną metoda i cel badania. W głównej części powinna być opisana procedura pomiarowa oraz sposób analizy danych. Niezwykle istotnym elementem są tu wykresy i schematy, które powinny mieć czytelnie opisane osie, legendy i tym podobne elementy.

Nie jest konieczne szczegółowe przedstawianie każdego elementu układu pomiarowego, jeżeli jest to wiedza powszechna (podręcznikowa), ale należy wybrać kluczowe elementy, specyficzne dla danego eksperymentu lub najbardziej istotne z punktu widzenia wyniku, jego niepewności oraz weryfikowalności. Nie należy przepisywać informacji z instrukcji ani wyprowadzeń wzorów (z wyjątkiem własnych). W podsumowaniu należy podkreślić osiągnięty wynik, jego zgodność lub niezgodność z oczekiwaniami oraz zawrzeć wyciągnięte wnioski lub sugestie dotyczące metodologii, rezultatu czy innych aspektów.

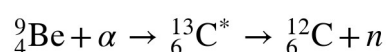
2 Materiały do przygotowania

Informacje zawarte w tym rozdziale stanowią wstęp do zagadnień wymaganych na kolokwium wstępnym. Nie zawierają wszystkich potrzebnych wiadomości, które należy znaleźć w podanej literaturze. Tekst w ramach zawiera pytania, na które należy odpowiedzieć w ramach przygotowań do wykonania ćwiczenia.

2.1 Źródło neutronów

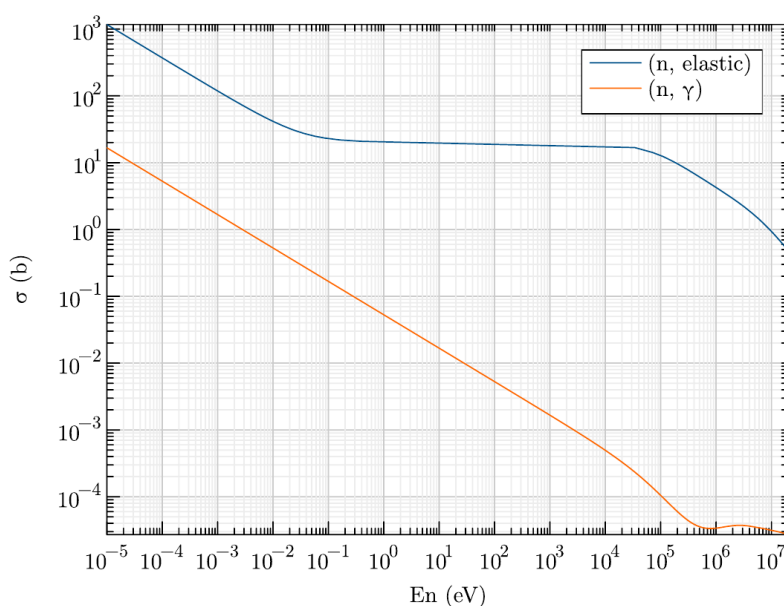
Literatura: [1]-1.11, 1.231, 1.232, [3]-1.3 lub [4]-1.V

W źródle neutronów wykorzystywanym na pracowni zachodzi następująca reakcja, w której emitowane są neutrony:



Źródło jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (w stosunku 1:13), w którym izotop ${}^{239}\text{Pu}$ o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2} = 2.4 \times 10^4$ lat jest źródłem cząstek alfa. Wydajność źródła wynosi 8.5×10^4 neutronów na sekundę na gram plutonu. Widmo energii emitowanych neutronów jest ciągle i zawiera się w przedziale 0–10 MeV, a ich średnia energia kinetyczna wynosi około 4 MeV.

Źródło Pu-Be, mające postać niewielkiej pastylki (około 3×3 cm), jest umieszczone w bloku parafiny ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) o kształcie walca ($80 \times 80 \times 70$ cm). Parafina pełni rolę moderatora spowalniającego neutrony do energii rzędu ułamka elektronowolta. Neutrony tracą w niej energię w zderzeniach elastycznych z jądrami wodoru i węgla. Po kilkunastu zderzeniach neutrony o energii początkowej rzędu MeV osiągają energię porównywalną z energią kinetyczną ruchu termicznego atomów moderatora, $E \approx kT = 25$ meV dla $T = 300$ K. Takie neutrony nazywamy neutronami termicznymi. Zależność przekrojów czynnych na rozpraszanie i wychwyt neutronów na wodorze od energii neutronu przedstawiono na rysunku 2.



Rysunek 2: Zależność przekroju czynnego dla wodoru (${}^1\text{H}$) na rozpraszanie elastyczne ($n + p \rightarrow n + p$) oraz na wychwyt neutronu ($n + p \rightarrow d + \gamma$) od energii neutronu.

Dlaczego w charakterze moderatora została użyta parafina? Jakie inne materiały można by użyć w tym celu? Dlaczego chcemy spowolnić neutrony?

2.2 Oddziaływanie kwantów γ z materią

Literatura: [1]-1.11, 1.113, 1.114, [3]-1.3 lub [4]-2.III

Promieniowanie γ jest jednym z typów promieniowania jonizującego. Zgodnie z cechą sugerowaną przez nazwę, promieniowanie takie jest zdolne do jonizacji, czyli wybijania elektronów z ośrodka, na który pada. Wszystkie detektory promieniowania wykorzystują to zjawisko w jakiś sposób. Najprostsze detektory, takie jak liczniki Geigera–Müllera, obecne np. w dozymetrach znajdujących się na pracowni, są w stanie jedynie zarejestrować akt jonizacji, a więc samą obecność promieniowania, i zliczać liczbę impulsów. W wykonywanym ćwiczeniu potrzebujemy więcej informacji – chcemy mierzyć widmo promieniowania γ , a więc rozkład energii emitowanych kwantów.

Detektor jest w stanie zmierzyć tylko taką energię, jaka została przekazana materiałowi, z którego jest zbudowany. Kwanty γ są cząstkami o zerowej masie i zerowym ładunku i oddziałują z materią zupełnie inaczej niż cząstki naładowane, które przekazują energię ośrodkowi w sposób ciągły przez oddziaływanie elektromagnetyczne z elektronami. W zakresie energii kwantów mierzonych na pracowni najważniejsze są trzy opisane poniżej mechanizmy oddziaływania.

Zjawisko fotoelektryczne. Kwant γ może oddziaływać z elektronem związanym w atomie ośrodka i zostać zaabsorbowany, przekazując całą swoją energię elektronowi. Elektron uzyskuje energię kinetyczną równą różnicy energii kwantu γ i energii wiązania elektronu na orbicie atomowej:

$$E_e = E_\gamma - E_B$$

Wybitny elektron, cząstka naładowana, porusza się w ośrodku i przekazuje mu swoją energię w aktach wzbudzeń atomów oraz wtórnych jonizacji. Jednocześnie dziura w atomie, z którego pochodzi elektron, zostaje wypełniona przez elektron z wyższych powłok, czemu towarzyszy emisja promieniowania X lub elektronu Augera. Energia wszystkich tych cząstek zostaje zaabsorbowana w niewielkiej odległości od miejsca pierwotnej jonizacji, a wszystkie te procesy zachodzą bardzo szybko. W rezultacie, z punktu widzenia detekcji, pełna energia pierwotnego kwantu γ zostaje jednocześnie zaabsorbowana w ośrodku.

Efekt Comptona. Padający foton może ulec rozproszeniu na elektronie i zmienić kierunek swojego ruchu, przekazując elektronowi część swojej energii. Jeżeli kwant γ rozproszy się pod kątem θ względem pierwotnego kierunku, to energię przekazaną elektronowi można wyznaczyć z zasad zachowania energii i pędu:

$$E_e = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$$

gdzie $\alpha = E_\gamma/(m_e c^2)$. Dalsza historia elektronu jest podobna jak w przypadku efektu fotoelektrycznego. Jak widać, jego energia zależy od kąta θ i może przyjmować wartości od zera ($\theta = 0^\circ$) do wartości maksymalnej dla kwantów rozproszonych do tyłu ($\theta = 180^\circ$).

Sprawdź, jaka energia zostanie przekazana elektronowi dla kwantu γ o energii 511 keV i kątów rozproszenia 0° , 90° oraz 180° .

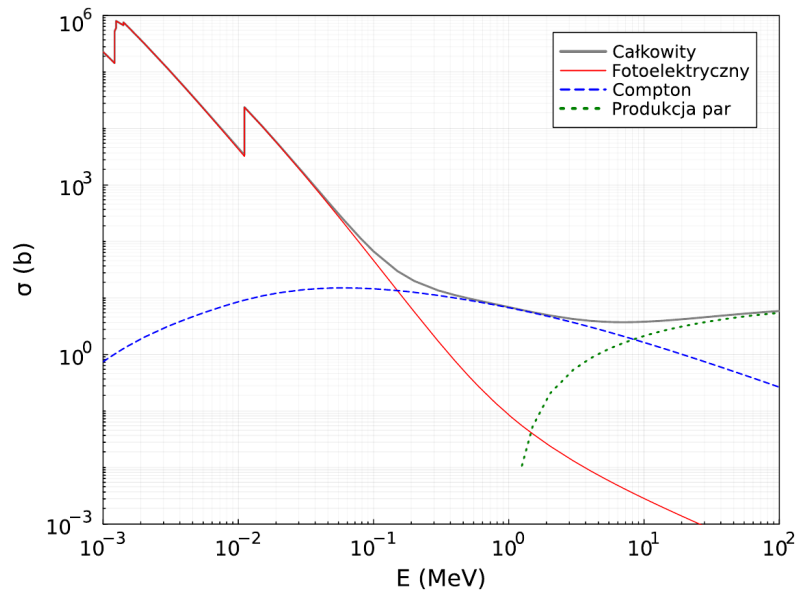
Rozproszony kwant γ może uciec z detektora bez dalszych oddziaływań albo ulec kolejnemu procesowi Comptona lub innemu oddziaływaniu. Jeżeli w takiej serii zdarzeń nie dojdzie do efektu fotoelektrycznego, w detektorze nie pozostanie cała energia kwantu.

Zjawisko kreacji par. Zgodnie ze wzorem Einsteina $E = mc^2$ kwant γ może zamienić się na masywne cząstki. Aby spełnić pozostałe zasady zachowania, musi powstać jednocześnie para cząstka–antycząstka, a proces musi zajść w polu trzeciej cząstki, na przykład jądra atomu ośrodka. Najlżejszymi cząstkami, jakie mogą powstać w takim procesie, są elektron i antyelektron, czyli pozyton. Minimalna energia fotonu zależy od tego, w polu jakiej cząstki zachodzi proces; jeżeli jest ona dużo cięższa od elektronu, to E_γ musi wynosić co najmniej $2m_e c^2 = 1022$ keV. Łączna energia kinetyczna wytworzonej pary wynosi:

$$E_{e^+} + E_{e^-} = E_\gamma - 2m_e c^2$$

Powstałe cząstki tracą energię kinetyczną w ośrodku. Historia elektronu jest podobna jak wcześniej. Natomiast pozyton po spowolnieniu tworzy z elektronem ośrodka, na czas rzędu nanosekund, pozytonium, a następnie anihiluje. W wyniku anihilacji powstają dwa kwanty γ o energii 511 keV każdy, emitowane w przybliżeniu w przeciwnych kierunkach. Każdy z tych kwantów może uciec z detektora lub ulec rozproszeniu, absorpcji czy innym procesom. Powoduje to powstanie w obserwowanym widmie dodatkowych linii związanych z ucieczką jednego ($E_\gamma - 511$ keV) i dwóch ($E_\gamma - 1022$ keV) kwantów anihilacyjnych.

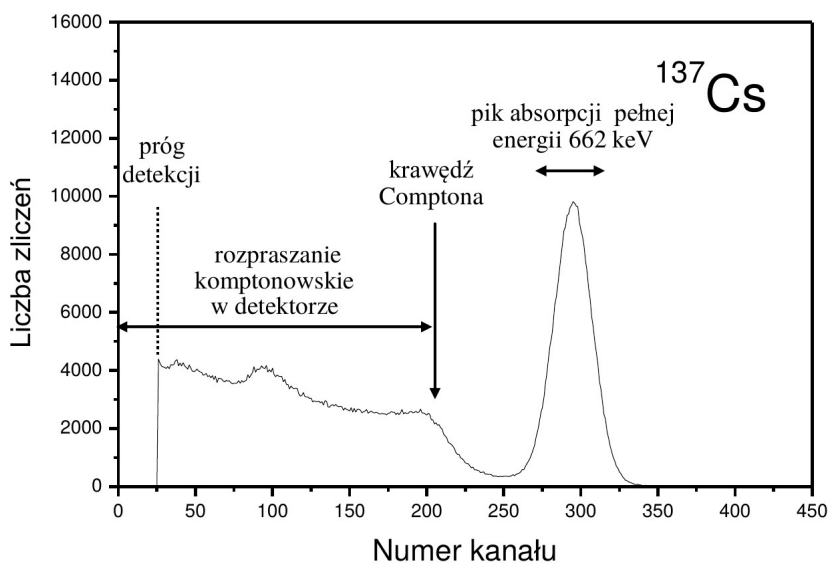
Przekrój czynny. Prawdopodobieństwo zajścia wymienionych procesów zależy od energii kwantu γ oraz liczby atomowej ośrodka. Dla energii powyżej 10 MeV zdecydowanie dominującym procesem jest kreacja par. Efekt Comptona nie zależy silnie od energii ($\sigma_C \propto \ln E_\gamma/E_e$ dla $E_\gamma > 511$ keV) i jest głównym procesem w zakresie od około 100 keV do 10 MeV (w zależności od materiału). Poniżej tej energii zaczyna dominować efekt fotoelektryczny, którego prawdopodobieństwo silnie zależy od energii i zmienia się w przybliżeniu jak $1/E_\gamma^3$; występują w nim także efekty progowe, gdy energia przekracza energię wiązania elektronów na kolejnych powłokach. Przykładową zależność przekrojów czynnych od energii przedstawiono na rysunku 3. W ośrodkach o większej liczbie atomowej, takich jak NaI ($Z = 53$ dla jodu), efekt fotoelektryczny dominuje do wyższych energii.



Rysunek 3: Zależność od energii przekrojów czynnych na oddziaływanie kwantów γ na przykładzie germanu ($Z = 32$).

Widmo promieniowania. Detektor promieniowania γ rejestruje tylko tę część energii kwantu, która zostanie przekazana ośrodkowi. Ze względu na mnogość możliwych procesów pojedynczej linii promieniowania γ odpowiada cały przedział zdarzeń o różnych zarejestrowanych energiach. Zrozumienie tej struktury wymaga zrozumienia opisanych procesów.

Rysunek 4 przedstawia widmo amplitud sygnałów z detektora scyntylacyjnego NaI(Tl) zarejestrowane podczas pomiaru źródła ^{137}Cs emitującego kwanty γ o energii 662 keV. Pik, którego środek leży w kanale ok. 300, odpowiada pełnej absorpcji promieniowania γ o energii 662 keV w kryształach, np. wskutek zjawiska fotolektrycznego. Przedział amplitud rozciągający się od kanału 0 do tzw. krawędzi Comptona odpowiada zdarzeniom, w których w kryształach została zaabsorbowana jedynie część energii kwantu γ . Główny wkład do tej części widma daje efekt Comptona, w którym kwant γ przekazuje część swojej energii elektronowi materiału scyntylatora, a kwant rozproszony ucieka z kryształu. Krawędź Comptona odpowiada przypadkom, w których kwant γ przekazał elektronowi maksymalną energię (rozproszenie pod kątem $\theta = 180^\circ$).



Rysunek 4: Widmo promieniowania γ źródła ^{137}Cs zarejestrowane detektorem scyntylacyjnym NaI(Tl).

Zapoznaj się z przykładowym widmem na rysunku 4 i interpretacją widocznych na nim struktur. Jakie dodatkowe struktury pojawiają się w widmie dla linii γ o energii większej niż 1022 keV?

2.3 Detektory scyntylacyjne

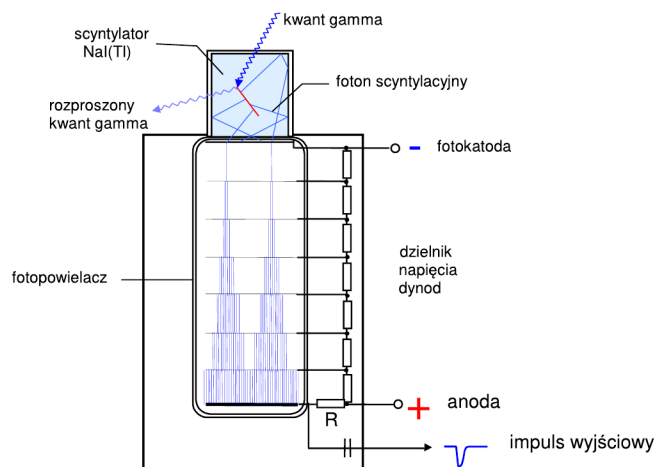
Literatura: [1]-1.133, [3]-3.4 lub [4]-8.II

Energia przekazana przez kwant γ materiałowi ośrodka może być zmierzona jako przepływ prądu elektrycznego, czyli ładunków elektrycznych powstałych w wyniku jonizacji. W bezpośredni sposób tak się dzieje w przypadku detektorów półprzewodnikowych, na przykład wykonanych z kryształów germanu, używanych w innych ćwiczeniach na pracowni.

W detektorze scyntylacyjnym, takim jak używany na pracowni kryształ jodku sodu aktywowanego talem – NaI(Tl) – mechanizm jest inny. Materiał ten jest izolatorem o pustym paśmie przewodnictwa, do którego przechodzą elektrony wzbudzone przez promieniowanie; na wytworzenie jednej pary elektron–dziura potrzeba około 20 eV. Elektrony w paśmie przewodnictwa przechodzą serię bezpromienistych deekscytacji dzięki obecności stanów atomów domieszki, a następnie rekombinują z dziurami, powodując emisję fotonów o energii około 3 eV, co odpowiada długości fali światła 420 nm. Kryształ jest przezroczysty dla światła o tej długości fali, które jest następnie rejestrowane przez fotopowielacz. Ilość światła powstającego w kryształach jest liniowo zależna od energii zdeponowanej w materiale.

Światło powstające w kryształach scyntylacyjnych składa się, w zależności od energii kwantu γ , z setek lub tysięcy fotonów i musi zostać zarejestrowane. Urządzeniem pozwalającym na detekcję bardzo słabych sygnałów świetlnych jest fotopowielacz. Jest to lampa próżniowa zawierająca fotokatodę z materiału o niskiej pracy wyjścia, z której padające światło wybija elektrony. Elektrony te są następnie przyspieszane w polu elektrycznym i padają na kolejne elektrody

(dynody), wybijając w każdym stopniu kilka elektronów wtórnych. Łączne wzmocnienie sygnału sięga 10^5 – 10^8 . Ostatecznie powstaje sygnał elektryczny, którego całkowity ładunek zależy od liczby padających fotonów, a ta z kolei od energii zdeponowanej przez kwant γ . Schemat budowy detektora scyntylacyjnego przedstawiono na rysunku 5.



Rysunek 5: Schemat budowy detektora scyntylacyjnego.

2.4 Detekcja neutronów

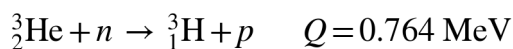
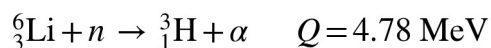
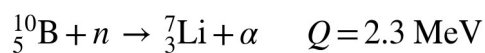
Literatura: [1]-1.134 lub [4]-14, 15

Neutrony są cząstkami pozbawionymi ładunku elektrycznego, ale mają masę około $940 \text{ MeV}/c^2$, co oznacza, że z punktu widzenia detekcji należą do kategorii cząstek masywnych, nienaładowanych. Brak ładunku oznacza, że musimy odwołać się do reakcji pośrednich. Praktycznie każda metoda detekcji neutronów sprowadza się do użycia pewnej tarczy, w której zachodzą reakcje prowadzące do powstania cząstek naładowanych, takich jak protony czy cząstki alfa; są one następnie rejestrowane w ten sam sposób, w jaki byłyby rejestrowane niezależnie od ich pochodzenia. Cała trudność polega na tym, że przekrój czynny na oddziaływanie neutronów z materią bardzo silnie zależy od ich energii i od materiału. W związku z tym do detekcji neutronów o określonej energii należy odpowiednio dobrać materiał detektora i rodzaj reakcji. Większość detektorów neutronów to liczniki stwierdzające obecność neutronu, a pomiar widma energetycznego neutronów jest obarczony jeszcze większymi trudnościami, które nie będą tu dyskutowane.

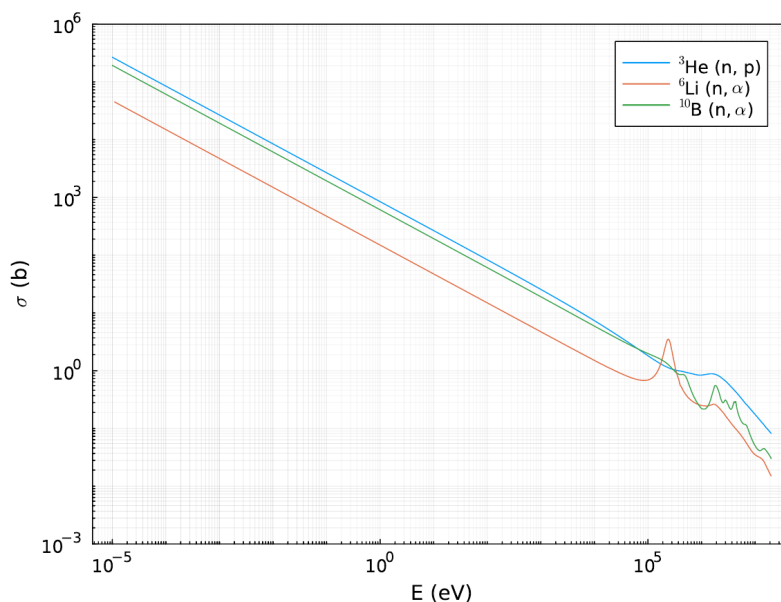
Typowe reakcje służące do detekcji neutronów to:

- rozpraszanie – jądro odrzutu,
- reakcje z emisją protonu (n,p),
- reakcje z emisją cząstki α (n, α),
- rozszczepienie – fragmenty rozszczepienia.

Do najpopularniejszych reakcji wykorzystywanych w detekcji neutronów należą:



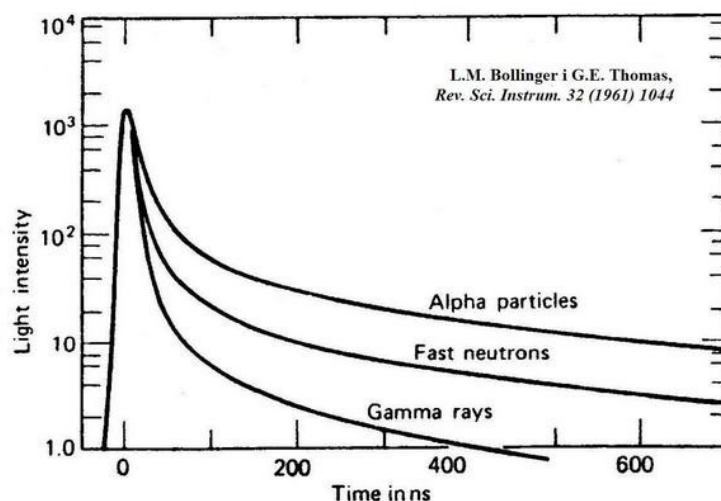
Przekroje czynne na te reakcje w funkcji energii neutronu przedstawiono na rysunku 6.



Rysunek 6: Przekrój czynny na reakcje wykorzystywane w detekcji neutronów.

Do detekcji neutronów o jakiej energii nadają się przedstawione powyżej reakcje? Jakie inne reakcje można wykorzystać dla innych zakresów energii?

Na pracowni wykorzystywany jest detektor scyntylicyjny z nieorganicznym kryształem LiI aktywowanym europem – LiI(Eu). Neutrony termiczne są w nim rejestrowane za pośrednictwem reakcji ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Tego typu scyntylator jest czuły zarówno na neutrony, jak i na kwanty γ . Podczas kalibracji detektora należy pamiętać, że jego odpowiedź (ilość światła i kształt sygnału) na kwanty γ , neutrony prędkie i cząstki α różni się od siebie (rysunek 7).



Rysunek 7: Zależność natężenia światła scyntylacyjnego od czasu dla cząstek α , neutronów prędkich i kwantów γ [10].

Uwaga! Wykonując kalibrację energetyczną za pomocą promieniowania γ , należy pamiętać, że ilość światła wytworzonego w scyntylatorze przy tej samej zdeponowanej energii zależy od rodzaju rejestrowanych cząstek. Kalibracja wykonana dla kwantów γ nie przenosi się wprost na cząstki α .

2.5 Własności spektrometrów

Detektory typu spektrometrycznego mają szereg własności, których określenie pozwala porównywać je między sobą oraz wyznaczać fizyczne cechy źródła emitującego promieniowanie.

Energetyczna zdolność rozdzielcza. Określa minimalną odległość między dwiema liniami promieniowania γ , które można rozdzielić. Odległość ta jest równa szerokości połówkowej linii (FWHM). Ponieważ energetyczna zdolność rozdzielcza zmienia się wraz z energią, do celów porównawczych przyjęto dla detektorów promieniowania γ wyznaczanie stosunku szerokości połówkowej do energii dla linii 662 keV (emitowanej przez izotop ^{137}Cs) i wyrażanie go w procentach. Dla spektrometrów NaI(Tl) wynosi ona typowo 6–8%. Dla spektrometrów α lub β stosowane są inne wzorce.

Wydajność detektora. Wydajność detektora to stosunek liczby zarejestrowanych kwantów γ do liczby wszystkich kwantów wyemitowanych przez źródło. Składają się na nią dwa czynniki: geometryczny – określający szansę, że promieniowanie padnie na detektor, zależny od położenia i rozmiaru detektora – oraz wydajność wewnętrzna – prawdopodobieństwo rejestracji pełnej energii kwantu padającego na detektor. Korzystając ze źródła o znanej aktywności, możemy wyznaczyć wydajność detektora dla różnych energii kwantów γ . Zmieniając odległość źródła kalibracyjnego od detektora, można wyznaczyć jego wydajność wewnętrzną.

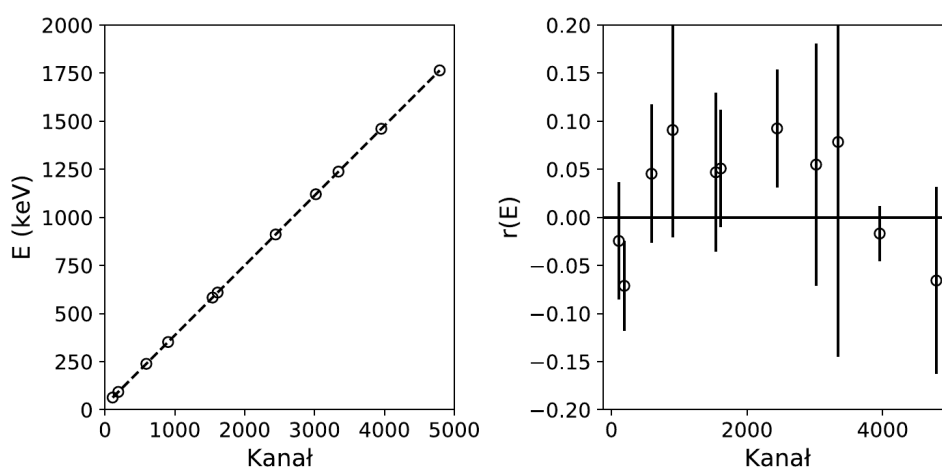
Kalibracja energetyczna. Układ elektroniczny podłączony do detektora mierzy pewną wielkość (ładunek elektryczny), która następnie jest digitalizowana, czyli przypisywany jest jej numer kanału w analizatorze. Kalibracja energetyczna pozwala zinterpretować numer kanału jako poszukiwaną wielkość fizyczną, czyli energię promieniowania γ . W najprostszym przypadku jest to zależność liniowa, czyli energię E otrzymujemy ze wzoru

$$E = a_0 + a_1 x$$

gdzie x to numer kanału. Współczynniki a_0 , a_1 znajdujemy, mierząc położenie znanych linii ze źródeł kalibracyjnych, a następnie dopasowując funkcję $E(x)$. W celu sprawdzenia jakości dopasowania można wykonać wykres rozbieżności wyników kalibracji od położenia linii w funkcji energii (tzw. residua):

$$r(E) = E_\gamma - E(x_\gamma)$$

gdzie x_γ to numer kanału odpowiadający środkowi linii o energii E_γ . W takim przedstawieniu można na przykład dostrzec regularne odchylenia świadczące o występowaniu w kalibracji wyrazów wyższego rzędu. Wykres przedstawiający położenie linii w funkcji energii zwykle nie pozwala na dokładną ocenę jakości dopasowania, ponieważ odchylenia są niewielkie i trudne do oceny w całej skali energii (rysunek 8).



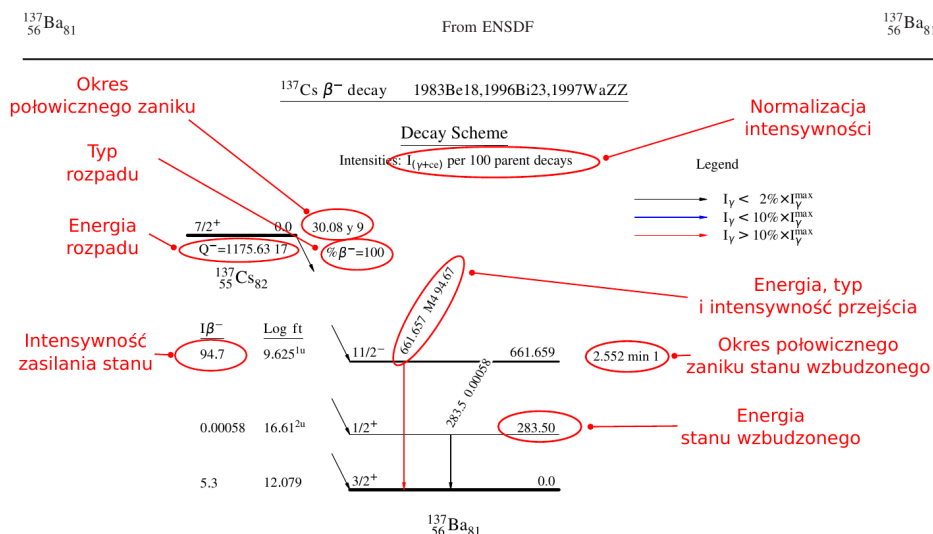
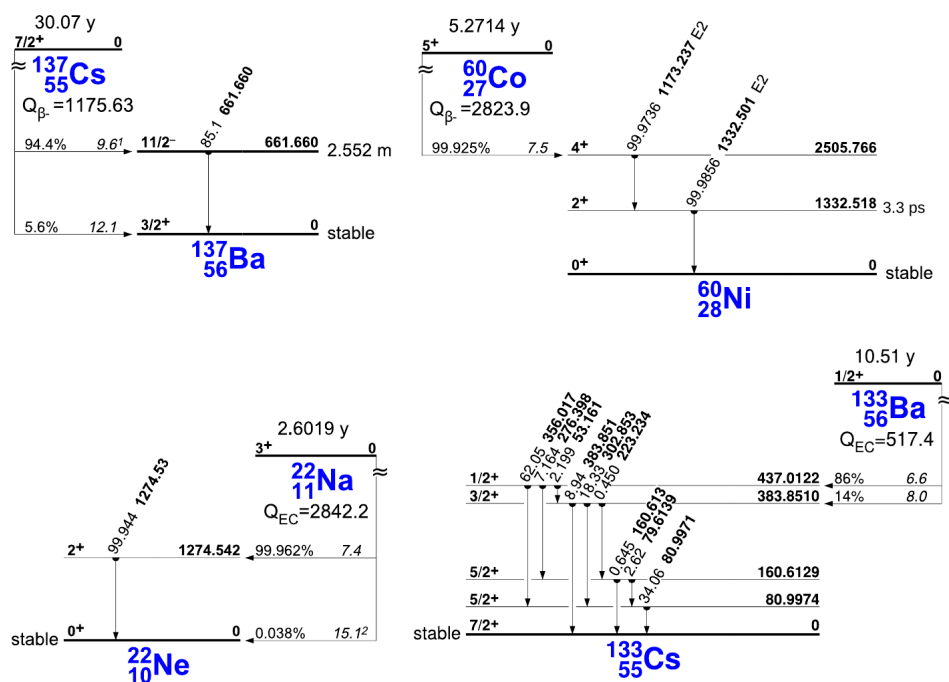
Rysunek 8: Przykład wyniku kalibracji układu pomiarowego: po lewej energia w funkcji numeru kanału, po prawej różnica między wynikiem kalibracji a rzeczywistymi energiami przejść.

2.6 Schematy rozpadu

Schematy rozpadu, takie jak przedstawiony na rysunku 9, można znaleźć w bazach danych fizyki jądrowej, np. [9]. Na schemacie można znaleźć informacje niezbędne do korzystania ze źródeł kalibracyjnych oraz identyfikacji izotopów i przejść γ . Schemat rozpadu zawiera między innymi dane o:

- typie rozpadu;
- okresie połowicznego zaniku – liczba podana po jednostkach oznacza niepewność ostatniej cyfry znaczącej; w prezentowanym przykładzie zapis „30.08 y 9” oznacza 30.08 ± 0.09 roku; ten sposób zapisu niepewności dotyczy wszystkich wielkości na schemacie rozpadu;
- energii rozpadu (w keV);
- intensywności zasilania stanów (w procentach);
- energii, multipolowości i intensywności przejść (w jednostkach wyjaśnionych w normalizacji);
- normalizacji intensywności – w przykładzie intensywność jest podawana na 100 rozpadów (czyli w procentach);

- okresach połowicznego zaniku stanów wzbudzonych, o ile wielkość ta jest mierzalna i znana;
- energiach stanów wzbudzonych (w keV).

Rysunek 9: Schemat rozpadu ^{137}Cs [9].Rysunek 10: Schematy rozpadu źródeł kalibracyjnych. Energie wzbudzenia poziomów i energie przejść γ podano w keV.

Sprawdź, jak wyglądają schematy rozpadu izotopów używanych podczas kalibracji w ćwiczeniu (rysunek 10). Przeanalizuj je i zastanów się, jak będą wyglądały widma rejestrowane dla nich przez detektor.

2.7 Zagadnienia statystyczne

Literatura: [1]-1.171, 1.172 lub [4]-3, [7] lub [8]

Rozpad promieniotwórczy jest zjawiskiem o naturze statystycznej. Nie można między innymi przewidzieć momentu zajścia spontanicznego rozpadu ani kierunku emisji cząstek, co wynika z kwantowej natury zjawiska. Oznacza to, że mierzone wielkości mają pewien rozkład statystyczny niezależnie od precyzji detektorów. Procesy służące do detekcji promieniowania mają podobną naturę. Przykładowo czas życia jądra jest opisany rozkładem wykładniczym z charakterystyczną stałą rozpadu (prawdopodobieństwem zajścia rozpadu na jednostkę czasu). Czas dryfu elektronów do elektrody również jest opisany podobnym rozkładem. Wszystkie te procesy wprowadzają zatem do obserwowanych wielkości swoje rozkłady statystyczne, a ostateczny wynik zależy od złożenia wszystkich występujących zdarzeń losowych.

Liczba zdarzeń. Załóżmy, że mierzymy promieniowanie emitowane ze źródła o okresie połowicznego zaniku znacznie dłuższym od czasu pomiaru (np. okres połowicznego zaniku ^{60}Co wynosi 5.27 roku, a pomiar trwa 5 minut). Można wtedy przyjąć, że aktywność źródła jest stała podczas pomiaru. Nie oznacza to, że powinniśmy za każdym razem oczekiwać tej samej liczby zdarzeń rejestrowanych w detektorze. Zależy ona bowiem od kilku czynników losowych. Promieniowanie jest emitowane w losowym kierunku, więc istnieje tylko pewne prawdopodobieństwo, że będzie skierowane w stronę detektora. Kwant padający na detektor może z pewnym prawdopodobieństwem ulec opisanym wcześniej procesom i zostać lub nie zostać zarejestrowany. Prawdopodobieństwa te są niewielkie i stałe, stąd liczba zarejestrowanych cząstek n jest opisana rozkładem Poissona:

$$P(n) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

Rozkład ten jest opisany średnią liczbą oczekiwanych zdarzeń μ , a odchylenie standardowe obserwowanej liczby zdarzeń wynosi $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Rejestrowana energia. Jeżeli kwant γ padnie na detektor i zostanie całkowicie zaabsorbowany, spodziewamy się, że detektor zmierzy jego pełną energię. Proces rejestracji obejmuje jednak kilka etapów pośrednich – kwant musi przekazać energię elektronowi w procesie fotoelektrycznym, a wybity elektron powoduje kolejne akty jonizacji i powstanie par elektron–dziura. Liczba tych wzbudzeń nie jest ściśle określona i podlega fluktuacjom statystycznym. Każdy kolejny proces, taki jak powstawanie fotonów w detektorach scyntylacyjnych, ich konwersja w fotopowielaczu, a następnie przepływ sygnału przez elementy układu elektronicznego, wprowadza kolejne niewielkie losowe modyfikacje do ostatecznego wyniku pomiaru. Suma tych wszystkich drobnych, ale licznych czynników losowych, zgodnie z centralnym twierdzeniem granicznym, powoduje, że odpowiedź układu na kwant γ o ściśle określonej energii jest opisana rozkładem normalnym (Gaussa):

$$P(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{(E - \mu)^2}{2\sigma^2} \right]$$

gdzie A to pole powierzchni pod krzywą (interpretowane jako liczba zarejestrowanych kwantów), μ to średnia obserwowana energia, a σ to odchylenie standardowe.

Niepewność pomiaru. Niepewność wyniku składa się z dwóch podstawowych części – niepewności statystycznej oraz systematycznej. Wyobraźmy sobie, że mierzymy linijką długość stołu. Powtarzamy pomiar wielokrotnie, aby uzyskać dokładny wynik. Spodziewamy się, że niewielkie różnice pochodzące od wielu czynników (np. kąta ułożenia linijki, kąta odczytu wartości,

drżenia ręki) spowodują normalny rozkład wyników. Najlepszą oceną długości stołu będzie średnia z poszczególnych pomiarów, a parametr σ rozkładu ocenimy na podstawie odchylenia standardowego. Nie należy jednak utożsamiać tej wielkości z niepewnością wyznaczenia długości – taki rozrzut osiągamy w pojedynczym pomiarze. Wykonując serię pomiarów, jesteśmy w stanie określić położenie środka rozkładu (naszą najlepszą ocenę mierzonej wielkości) ze znacznie większą dokładnością. Zachodzi tu podobna zależność jak między odchyleniem standardowym pojedynczego pomiaru z pewnej populacji:

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$$

a odchyleniem standardowym średniej dla próbki z tej samej populacji:

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$$

W ten sposób, powtarzając pomiary, możemy ograniczyć wpływ statystycznego rozrzutu wyników. Nic to jednak nie da, jeżeli nasza linijka będzie nieco krzywa, źle wyskalowana albo zbyt krótka. Ten element niepewności to niepewność systematyczna pomiaru, którą również należy wyznaczyć lub oszacować (np. poprzez odpowiednią kalibrację przyrządów).

Literatura

- [1] A. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego”, wyd. III, PWN 1978.
- [2] C. A. Bertulani, „Nuclear Physics in a Nutshell”, Princeton University Press 2007.
- [3] A. Hryniewicz, „Człowiek i promieniowanie jonizujące”, PWN 2001.
- [4] G. Knoll, „Radiation Detection and Measurement”, wyd. III lub IV, J. Wiley and Sons.
- [5] C. Leroy, P.-G. Rancoita, „Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection”, wyd. II, 2009.
- [6] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, wyd. II, Springer 1994.
- [7] R. Nowak, „Statystyka dla fizyków”, PWN 2002.
- [8] S. Brandt, „Data Analysis”, wyd. IV, Springer 2014.
- [9] Chart of Nuclides, www.nndc.bnl.gov/nudat3/
- [10] L. M. Bollinger, G. E. Thomas, Rev. Sci. Instrum. 32 (1961) 1044.